



TITLE:

古典物理学体系を重視する近代物理学の新らしい枠組みの構成と,近藤氏へ,Ⅲ

AUTHOR(S):

飯田, 修一

---

CITATION:

飯田, 修一. 古典物理学体系を重視する近代物理学の新らしい枠組みの構成と,近藤氏へ,Ⅲ. 物性研究 1981, 35(4): 187-222

ISSUE DATE:

1981-01-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/90178>

RIGHT:

# 古典物理学体系を重視する近代物理学の 新らしい枠組みの構成<sup>\*</sup>と, 近藤氏へ, III

東大理 飯 田 修 一

Construction of A New Frame in Modern Physics  
which Emphasizes the System of Classical Physics and  
the Answer to the Comment of Dr. Kondo

by Shuichi Iida, Dept. Phys. Univ. Tokyo

(1980年12月8日受理)

## 目 次

### § 1 序

### § 2 古典物理学体系を重視する近代物理学の新らしい枠組みの構成に関する文献紹介

### § 3 マイスナー効果の古典物理学的導出機構のエッセンスの易しい紹介(近藤氏の疑点を中心として)

### § 4 更に近藤氏へ

附録 1 関東大震災にまつわる東京大学理学部の秘話とアカデミック・フリーダムおよび学者  
の社会的責任に就いて

附録 2 Electromagnetic Momentum に関する宮沢氏の疑点に対する回答(東大物理学教室有志  
の会宛メモ No. 4)

### § 1 序

1980 年は筆者の研究室にとって、稔り豊かな年になった。それは 1972 年以来努力して来たマグネタイト、 $\text{Fe}_3\text{O}_4$  の低温相の実験的研究が結実し、その電子構造が第一段階として十分な程度に明らかにされたこと<sup>1),2)</sup>と、1968 年以来決意して来た古典電磁気学体系の再編成及びその近代量子物理学との接続関係の明確化の努力が、これまた十分に結実したと言える段

---

\* 文末の後記参照。

階に到達したからである。後者に就いていうとその成果の重要な部分にマイスナー効果の古典物理学的導出があり、新しい熱力学法則「遷移エネルギーの原理」の発見がある。前者に就いてはもともと実験物理学者としての本職に属する研究であって欧文誌への公表に全く問題はないが、後者に就いては一部の理論物理学者、あるいは電磁気学の専門家と自負して居る人達から、論文の公表に対する強い反対があり、未だに十分な形で英文報告の発表を行う事が出来ないという事実が残っている。従って本稿の主要な目的は後者の研究に関する物性関係研究者の理解を深めて載き、英文報告公表への障害を取り除く努力を御願ひする点にある。なお最近、近藤淳氏より本誌 34 巻 439 頁、446 頁に、飯田氏へⅢ、Ⅳと題して筆者の所説に疑義があるとの論説が掲載された。<sup>4)</sup> 近藤氏には 1978 年 4 月その時点までのすべての文献（未公表の英文論文や教科書“新電磁気学”上下等を含めて）をお渡しして、筆者の所説が討議に値し、公表してしかるべきことを認めて載くよう依頼したという事情がある。この依頼はその後筆者の希望と異なる経過を辿り、近藤氏は筆者の論文が過まりであることを主張されて紙上討論が既に 7 回に及ぶことになった。<sup>4), 5), 6), 7), 8), 9), 3)</sup> これは氏自からが、事実で以って筆者の論文が、「討議に値する」ことを認めて居られるのであって、従って「討議に値する論文は公表してゆく」という日本物理学会欧文誌の原則に照らし、公表に反対の立場を取られること自身自己矛盾であると思われる。近藤氏を除いて本論文の公表に対し、過去に激しい反対を表明された学者は、筆者の知る範囲で三名居られる。その氏名は現時点では伏せさせて載き、仮に T, K, H 氏と呼ばせて載く。しかし本解説の附録 1 として、東京大学学内広報 500 号記念特集に掲載された「関東大震災にまつわる理学部の秘話と、アカデミック・フリーダムおよび学者の社会的責任に就いて」<sup>10)</sup> を掲載させて載き、時代の常識を変える新しい学説が誕生した時、常に繰返されて来た人間社会の非合理的なドラマの実情に触れて載き、本論争の全体像を正しく把握して載くことを読者に御願ひする。なほ最近物性研究所所長の芳田奎氏より、本論争に関して“我が国の物性関係理論物理学者は、芳田氏自身をも含めて、全部だらしない”と筆者が言ってよいという許可を載いた。この言明すらも芳田氏は相当の勇気を以って述べられたものであると筆者は考える。こうした事情が、本論争の背景にあることを先ずお断わりさせて載く。

なお、T 氏、K 氏、近藤氏はなお頑強に筆者のこの方面の研究論文の公表自体に対して反対の意志表示をして居られる。しかし、この論争は既に turning point を過ぎたと判断する。先ず第一にいま述べたように芳田奎氏が、日本のすべての物性関係理論物理学者はだらしないと筆者が言うことを許可された。これは相当の発言である。第二に東京大学理学部物理学教室において、1980 年 7 月 18 日、「van Leeuwen の定理は、問題となる磁気エネルギーの熱力学的な考慮がない点で、誤まりである。」ことが確認されたとと言えることである。事情は以下の通

りである。

van Leeuwenの定理が誤まりであるという筆者の結論は、昭和50年6月の昭和49年度物理教室年次報告以来昭和54年度まで毎回の年次報告に報告されて居るが、近藤氏を除き反論はない。昭和54年3月有馬教授の世話で、有馬朗人、久保亮五、宮沢弘成、平川浩正、上村洸氏よりなる有志の会が出来た（和田靖氏と鈴木増雄氏は当時海外出張の関係で含まれなかったが連絡は行った来た）。この会は、必要論文をすべて必要な場合読めるようにした上で、本課題に就いて会合一回、メモ交換6回に及んだ。メモNo.1で筆者は、van Leeuwenの定理が成立しないことを最重点として明記し、反論があれば文書で載きたい旨要請した。同年4月11日平川氏より van Vleck の本の p 96, 97 の内容が文書で寄せられ、van Leeuwen の定理成立の主張があったが、この内容は勿論反論にならないことが明らかで、上記文書は平川氏が撤回された。この事情はメモNo.2として関係者に配布され、かつそれ以外に回答がなかったので、「van Leeuwenの定理なるものは存在しないこと」を結論させて載くと予告した（4月12日）。その後何等の反論もなかったので、54年5月25日、メモNo.3によって「磁気エネルギーを正當に考慮した van Leeuwen の定理は存在しない」ことが認められたものと結論する旨明記した。以後今日まで文書による反論はなく、この事は55年7月18日、東京大学理学部物理学教室の教官会議で報告され了承された。なお「遷移エネルギーの原理」に就いても、メモによって度々配布され、それに対する文書による反論も今までのところ全く存在しない。

さて前回<sup>5)</sup> 近藤氏の疑点に対し、近藤氏自身が個人的に疑点を残されることと、物性研究誌の頁を使うこととは異なるので、既に数回に達する誌上討論を行った以上、これ以後は論争に明確な終止符を打つもの、即ち、

A 多電子系において、van Leeuwenの定理なるものを、磁気エネルギーの熱力学処置を明確化して証明すること。

B TE原理が過まりであるというのであれば、その過まりを一般的に示し、それに代る原理を明確化すること。

の二つを要請した。<sup>9)</sup> この要請は大学院学生に対するものではなく、権威ある学者に対する要請であって、その所説はその儘、日本物理学会欧文誌や Physical Review に投稿可能な内容を質的に持っていなければならないのである。この基準に照らして近藤氏の反論は今までも<sup>5),7),8)</sup> 合格できるものではなく、今回<sup>3)</sup> も同様である。とくに今回はこの要請を行った<sup>9)</sup> 後のものであって、近藤氏の学者としての見識に関し筆者として疑義を持たざるを得ないことを残念に思う。筆者の手許にはK氏メモ、T氏メモ、更に近藤氏メモその他厚さ15cmに及ぶ疑義討論のメモが山積しているのであって、それと同一レベルの討論を物性研究誌上で繰返すとなると、

一生掛けても討論が収斂しないことが明白なのである。

筆者の建設した新らしい真理の体系は、重要部分が公表できない儘、膨大かつ精緻に発展しているという事情があり、また関連範囲が電磁気学から磁性物理学、固体物理学、熱力学、更に量子電磁力学と言った多岐に亘ると共に、最も難解な基礎理論に関係するため、現時点では全貌を正しく把握している人が殆んど居ないという状況が現出している。附録1に述べるように学問の根底にかかわる課題の新学説に就いては、最も良く理解できる能力を持つ人達が、激しく反対するか、もしくは沈黙に廻るという困難な事情が出現すると共に、各学者の理解能力の限界に触れるという意味で、他分野の専門家から見ると非常識と思えるような誤解も容易に発生し、そのことが更に新学説の受け入れを困難にする。また附録1の事情によって、理解したことと、その人が“理解した”と言明することとは全く別であるという事情が発生する。筆者の見るところではT氏は電磁気学と熱力学の領域に関してかなりの程度に、またK氏は熱統計力学に関して相当に理解して居られると推察する。近藤氏に就いては残念ながら評価が別れる。今回の反論をほんとうに権威ある反論として出されたのであれば評価が下ると思う。もし売り言葉に買い言葉として出されたのであれば、感情は殺して真理に忠実になって載きたいと要請する。現在本課題に対する筆者の正確な理論構成は英文論文が公表されない以上、誰にも判らない訳であって、判らない論題内容を公開で討議するという、みっともない状況が、なお進行することになる。現時点で少くとも三編の重要論文(Ⅲ-R, Ⅳ, Ⅴ)が公表できないので、近藤氏すらも、その最新稿の内容を知らずに、討議だけが行はれている。まして読者は全くの“つんぼさじき”に坐るという状況になって居る事を直視して載きたい。近藤氏はしかしながら現時点で全貌の把握に就いて努力されている唯一の学者ではないかと考えられ、且つ「大学院程度のことで説明してほしい。」<sup>3)</sup>と懇請して居られるので、今回限りとして、前回と同様、丁寧にお答えすることにする。

但し、次の二点に就いて予め要望させて載きたい。

1. 物性研究は No Refereed Journal であって、その点に特色があるが、こうした重要課題の討論に関しては、その方面の権威と考えられる第3者の閲読があり、著者と閲読者の意見の一致できる修正はできるだけ加えて載くことを御願ひする。意見の一致しない箇所はその旨を附記して発表されることが望まれる。大学院学生の人達の疑点に答えることも重要とは考えるが、その為に延々と討議が継続し、英文論文公表阻止の口実になることは避けるべきものと主張する。なお、近藤氏の立場では、そんなことをしてくれる権威ある学者は見当らないという答えが出るであろう。その場合、その原因が奈辺にあるかを十分に考えて載きたい。近藤氏と筆者以外に近藤氏の書いた内容が判らないというのであれば、これも討論が正常でないことを

示している。当物理教室でも近藤氏が何か書かれると、この関係の物理学が判らなくても責任のない他分野の教官連が、何か筆者の理論体系に対し、有効な非難が表明されたという風に受け取り、一方物理学の判る、あるいは責任を分担する必要がある教官は全く沈黙を守るという妙な状況が出現するのである。なお、熱統計力学関係の大学院学生、助手の人達には何度も念を押して必要なコメントを受けることにして居り、何等の批判も戻って来ていないのである。

2. 近藤氏の文章の中に、物理学の理論構成に関し読者の常識に訴えて賛同を求めようとするところ、その賛同を得るために、詭弁と取られても仕方のないような表現が少なからず用いられている。既に述べたように対象は 膨大且つ精緻な数理物理学の課題であって、一般読者の常識に訴えるような箇所が問題になる筈はないのである。この点に就いては、1 の過程でスクリーンされてしかるべきではあるが電話で筆者が御指摘したにも拘らず、改められないところや、更に強調されたところもあると筆者は理解している。一例として今回<sup>3)</sup>のⅢとⅣは論旨が分散している。反論は対象論文の最重要誤謬点を衝き、明確な論旨で一挙に打ち崩すべきものであって、それが出来ないのであれば討議に値することを認めるべきである。T 氏も近藤氏も、この種の学者としての道徳的過ちを犯して居られると主張する。とくに近藤氏の反論はお茶呑み話的文章が多過ぎて、核芯が奈辺にあるのかが不明瞭になっている。

順序として § 2 で、本課題に関して読者が読むことのできる文献と、その柱になっている項目の全体像を abstract 風に紹介し、ついで § 3 で、マクスナー効果が古典物理学的に導出される機構のエッセンシャルな部分に就いて誤解されることのないよう丁寧に説明する。この部分は近藤氏から大学院学生の立場に成り下っても結構であるからよく判るように説明してほしいというお話なので、そのように行い所存である。従って本格的な理解に取り組む意志のない読者諸子は、§ 2 を飛ばして § 3 だけお読みになっても差支えない。なお、附録 1 は新しい学説の提起に関して発生した東京大学理学部の一秘話、附録 2 は新体系の核芯の一つである、源を持つマクスウェル・ローレンツの電磁場に伴う電磁モメンタムの考え方についての説明である。附録 1 は学者の道徳の問題を包含し、本課題がその問題と関係していることを敢えてここに明言させて載く。

## § 2 古典物理学体系を重視する近代物理学の新しい枠組みの構成に関する文献紹介

古典物理学体系と量子物理学体系の接続関係を明らかにし、古典物理学的世界像を出来るだけ多用した物理学の体系を建設することは、筆者の大学院時代からの夢であった。昭和 22 年大学卒業以来 30 有余年に亘る磁性実験物理学の研鑽と、1968 年以来決意した電磁気学の再編成の努力、更に電子の永久電流モデルの発見と量子電磁力学体系の把握といった過程を経て、

この夢は現在実現されたと考えている。しかし同時に英文論文公表の困難という中世的状況が発生しているわけであって、この中で読者が、筆者の提起している体系を把握したいと考えられた場合に、入手可能な文献の範囲の御紹介をまず行う。なお、物性研究誌は本研究の発展に重要な役割りを担われたので、この機会に厚く御礼申し上げる。

新体系の重要な出発点是新電磁気学の体系である。既存の電磁気学の常識より出発する場合の手掛りとして先ず文献 11) “電磁気学の正確な理解と  $\mathbf{H}$  重視の立場の妥当性について” を読んで載きたい。電磁気学に就いて次に読むべきものは文献 12), 13) “新電磁気学” 上下である。ほんとうは改訂稿 13) がよいのであるが、今のところ発行の予定が明確に言えないので、改訂部分に就いては、以下に述べる文献から補って貰う必要がある。

次に重要なのは“磁場の関係する物理学に新らしい常識を樹立することに就いて”の総合報告<sup>4)</sup>であろう。ただしこの報告は summary 的であって、多くの重要な項目の内容が、それだけ読んだのでは厳密に辿ることが出来ない形になっている。その中で熱力学の新原理“遷移エネルギーの法則”に就いては、この文献 4) が発表論文中では最も良く書いて居り、文献 14) と文献 9) がその補足になると思われる。さて、文献 4) の内容の第一は、 $g = 2(1 + \alpha/2\pi)$  を持つ電子の永久電流モデルであって、文献 15) が勿論重要である。文献 15) の中で、電磁モメンタムの表現が、自己電磁場に対しては  $(\mathbf{e} \times \mathbf{h})/c$  ではなく、 $(1/2)(\mathbf{e} \times \mathbf{h})/c$  であるという筆者の新らしい概念が始めて使用されている。この点に関する完結した解説はマクスウェルローレンツ電磁気学の最深部と関連し、今のところ十分な文献が公表されていない。<sup>13)</sup> 従って附録 2 に、物理学教室で配布されたメモを掲載することにより補わせて載く。

新らしい枠組みの一つの重要点は磁場の持つエネルギー  $\iiint_V (\mathbf{h}^2/2) dV$  の熱統計力学上における役割りであって、その初期の考え方が文献 16), 17) に与えられる。これらは英文も不味く又誤植もあることが注意される。文献 16) に就いては全体を精読する必要性はない。

しかし、§ 3, Kinematical Motion of Electrons in A Perfectly Conducting Cylinder は、ここにしか記述がなく、重要と考える。§ 5, An Example of the Collective Motion of Electrons with the Meissner Effect はその後の発展の基礎であって、§ 6, Magnetic Energy and Zeeman Energy of A Two Persistent Current System と § 7 は、ゼーマン・エネルギーの基本的な考え方をマイスナー効果の状況との対比のもとに最も厳密に明らかにしたものとしての意義を持つ。特に磁気誘導に伴うエネルギーの移動関係は新らしい枠組の本質の一つを形成する。(なお、式 (159) の最終行は、 $\Phi_1 \uparrow \Phi_2$  が正しい表現である。) 文献 17) に就いては § 1, § 2 は前文献の繰返しで重要でない。式 (21) には上記と同一の誤まりがある。重要なのは § 4, New Statistical Thermodynamics of Magnetizable Materials 中のキュリー・ランジュバン・デバイの常

磁性，ラーモアの反磁性の項である。超電導体の完全反磁性に就いてはその後詳細な解析がなされたから，重要でない。しかし § 6, Environmental Situations and Discussions は，文献 13) で展開されるマクスウェル・ローレンツ電磁気学による磁性と電磁エネルギーの授受関係の一端を示すもので，精読し理解されることが望まれる。

文献 18) はマイスナー効果の古典物理学的導出を試みた本格的な論文で，物理学会のレフェリーとある時期に対決した内容が示されている。この論文が未だに公式公表が出来ないという運命を辿っているのである。但し，文献 18) は現時点では既に古くなって居り，最新版を読むことが望まれるが，最新版は筆者の手許にしかないという異常な状況が出現しているのである。冒頭に日本語で述べた古典物理学と量子物理学の接続関係は，Field Theory の理解の結果得られたものであって，既に述べた未公表論文 Part V に於て筆者の手法の延長の上に，パウリ近似のディラック・ハミルトニアン（物性物理学の基礎として殆んど完璧なハミルトニアン）が導出されたことと合せて，この研究が，「古典物理学体系を最大限に利用した近代量子物理学の新しい枠組みの樹立」という大きい方向に踏み出したことを明確化したものである。

なお筆者の筋道を信じて載ければ特に必要という訳ではないが，十分にという意味では電子と光子に関する Field Theory の立場を理解することが必要であろう。筆者の経験は文献 19) を主体とし，参考として文献 20)，21) を使用して，之を行なった。しかし常識が異なるため相当の努力を必要とした。文献 19) は自然単位系で書かれている。自然単位系は，単に単位系として馴れていない点だけではなく，例えば  $c \rightarrow \infty$  で非相対論的物理学に，又  $\hbar \rightarrow 0$  で古典物理学に移行すると言った，物理学体系の持つ本質的な性格が，不明瞭になり，われわれ物質物理学者には本質的に不便である。従って必要と考えたすべての章を MKSP 化して理解することにした。これらの理解の結果として，文献 4) § 7\* に明確に述べたように，量子物理学の方程式にはその基礎に古典物理学の方程式があり，その方程式の運動量  $p_r$  および坐標  $q_r$  を演算子と読み直し，

$$[q_r, p_s] = i\hbar \delta_{rs} \quad (1)$$

と条件づけることにより，量子力学の体系に移行するという数学的接続関係を厳密に意識することになった。この関係は well-known とも言えるが，古典電磁気学が，マクスウェル・ローレンツの意味で無矛盾に完成していない従来立場では具体的には意義がなくなるのであって筆者により新しい無矛盾の体系が建設されたことにより，<sup>15), 13), 24)</sup> 初めて以上の認識が現実

---

\* 式 (42) は  $\langle dA/dt \rangle = d\langle A \rangle/dt$  であり，誤植がある。



のものとなったのである。

量子力学の状態には今一つ粒子座標の交換に対する対称性という、パウリの原理の要請が追加される。しかし、もしある物理現象があつて、その現象を特徴づける特性定数が $\hbar$ を含まずまたその現象説明の重要部分に対称性の要請が入っていないと判断されるならば、その現象は式(1)を使わないで、従つて古典物理学の範囲で説明できなければならないという重要な物理原理が得られたことになる。この範疇の中に電子の $g$ -因子が2であることや、<sup>15)</sup> ゼーマン・エネルギーの表現<sup>12), 13), 4), 16)</sup>やマイスナー効果、<sup>4), 18), 9)</sup>更に超微細相互作用(hyperfine interaction)<sup>23)</sup>などほとんどすべての相互作用が、現れてくる。

さて固体物理学ではハミルトニアンが非常に重視されて来たが、Field Theoryで最初に現れて来るのは相対論的に不変形式を持つラグランジアンであつて、運動量オペレーター $p_s$ は

$$\frac{\partial L(q_r, \dot{q}_r)}{\partial \dot{q}_s} = p_s \quad (2)$$

と定義されて、初めて現れる。 $\dot{q}_r$ は坐標 $q_r$ の時間変化という明瞭な物理的意味を持つ。電子の場合 $p_\xi$ は

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} + \frac{(-e)}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \quad (3)$$

となるが、 $m\mathbf{v} = m\dot{\mathbf{r}}$ は電子の力学的運動量、 $-(e/c)\mathbf{A}(\mathbf{r})$ は、周囲の電磁場の持つ電磁運動量と解釈できる。式(2)従つて式(3)の関係式は $p_s$ を $q_r, \dot{q}_r$ の関数として定義するもので、演算子としても成立する関係であり、量子力学の方程式を $p_s$ の代りに $\dot{q}_s$ を用い、ラグランジアン形式で書いても差支えないことを示している。式(1)も勿論その中の関係式である。電流の関与する現象、特にマイスナー効果では、電流が荷電粒子の速度 $\mathbf{v}_i = (\dot{x}_i, \dot{y}_i, \dot{z}_i)$ に比例するから、ラグランジアン変数を使用する方がより見通しが良い。物理学の最も基本的部分に存在する此の関係は、ラグランジアン変数を多用する古典物理学の手法の量子物理学的意義を保証するものになるのである。

この時点で、更に重大な今一つの認識は、Field Theoryが本質的に媒達論(Action through medium)の立場に立っていることの認識と、それにも拘らず、電磁場や電子の取扱いにおいて、normal modeを使用するフーリエ分解(演算子としての)<sup>19), 20), 21)</sup>を常用していることである。normal modeの概念は出発点に於ては $L^3$ の空間で一斉にexciteされる性質を持ち、媒達論の立場とは相い容れないものである。しかしながら、素粒子物理学においては最終段階の計算までに必ず無限箇のモードの積分計算が入っていて、propagator(Invariant functional

operator)<sup>19),20)</sup>などの例にあきらかなように、遅延効果や予進効果を自由に包含できるものに変換され、媒達論の立場を崩していないという複雑な数学構成を採っているということである。<sup>19),21)</sup> この点はマイスナー効果の説明に本質的となる事項であって、例えばT氏、K氏はこの認識を欠いて居られた。近藤氏の誤謬もその点に関係する。従ってまた一般に固体論に於て、normal mode の分解を不用意に使用すると過った結論を導くことがあると結論する。

Field Theory においても、外部からの印加磁場は単純なパラメータとしてしか考えられて居らず、外部磁場に伴う磁気エネルギーは考慮の中に入っていないことも重要な認識の一つであった。Field Theory は素粒子間の相互作用を計算するのに便利である近似に集約されて居り、高エネルギーの光子の射出、吸収などの問題には適当であっても、物性物理学で問題となる静磁エネルギーのような小さなエネルギーには考慮が十分とは言えないのである。従ってわれわれは独自の近似を展開すべきであることが明らかになった。外部磁場も normal mode 分解で現し得るという主張が一部にあるが、熱統計力学の基礎になるものとして、これを数式的に示すことの出来る人は存在せず虚構である。

こうした考察の結果、伝統的なハミルトニアンの方法は、原子や分子の構造のように、遅延効果が無視される場合には、電子、原子核の位置  $\mathbf{r}_i$ 、速度  $\mathbf{v}_i$  を与えると、それから電磁ポテンシャル  $\{\mathbf{A}(\mathbf{r}), \phi(\mathbf{r})\}$  が決定し、その  $\mathbf{A}(\mathbf{r}_i)$  から式(3)により  $\mathbf{p}_i$  が決定するという順序で、 $\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i$  の関数として  $\{\mathbf{A}(\mathbf{r}_i), \phi(\mathbf{r}_i)\}$  が確定してゆくから、問題がなく、又規則格子などのように巨視的ではあっても、微視的には一様で、光速度  $c=\infty$  と仮定して微視的領域で実現される状況が、全対象に亘って同様に実現される場合には有効である。ところが、長距離相互作用が存在し、最終状態が巨視的に非一様であって、従ってある箇所で発生したシグナルの伝播速度が有限であることが重要と考えられる現象に対しては、その本質的な欠陥を露呈する可能性がある。膨大且つ精緻な解析の結果判明した事は、マイスナー効果が、まさしくその種の典型的な例題になっているということである。

マイスナー効果の場合、各電導電荷は準定常的な磁場に曝されており、その磁場は外部磁場と、自分自身の他の部分の電流の存在によるものであって、その状況はラグランジアン変数  $\mathbf{v}_i$  によって最も適確に表現される。その磁場の変化は各部分の電流の変化によって発生するが、その変化の情報は光速度  $c$  で伝播すると考えねばならないのであって、長距離相互作用が本質的であると共に、最終平衡状態が巨視的に非一様になるという典型的な状況が実現するのである。

こうして電子の永久電流モデルを基礎因子の一つとし磁気エネルギーの物理学的意義を明確化することを柱の一つとして進められて来たマクスウェル・ローレンツ電磁気学を出発点とす

る物理学の新らしい近似体系は、ここに十分な量子物理学の基礎を持つと共に、遅延効果とハミルトニアン対ラグランジアンという新らしい課題の存在を明確化することになった。

Field Theory の近似では、電子の存在そのものが、 $\gamma$ マトリックスによって、<sup>6),19)</sup> 永久電流の存在と直結させられているにも拘らず、電磁場の表現は飽くまで normal mode 分解を用いる。従って例えば電子の運動エネルギーを計算する際には、normal mode の重畳として表現された電子自身に附随する電磁エネルギーを、その運動エネルギーの一部として繰込む操作、renormalization が必要になる。幸い筆者の展開したマクスウェル・ローレンツ電磁気学を駆使してゆく近似方法は、電磁場を自由電磁波の部分と荷電粒子の存在そのものに伴う部分とに別け荷電粒子そのものに伴う部分は最初から粒子の自己エネルギーの一部と考えてゆく。<sup>4),18),24)</sup> 従って電子を不生不滅と考えたとき、最も自然に物質界を記述してゆく新らしい枠組みが発見されたのであると結論することになった。既に述べたように Part V によって、この手法はパウリ近似のディラック・ハミルトニアン<sup>4)</sup>の導出を可能として居り、物質物理学の基礎として十分なものと断言できるのである。この方法が従来<sup>4)</sup>の方法と本質的に異なるのは電荷や電流という所謂源 (source) に附随した電磁場の取扱いであって、光速度で飛翔する源のない自由電磁波に対しては、normal mode 分解でも十分と考えている。とくに源の電流の変化に伴う磁気誘導によるエネルギーの移動関係の記述は、古い normal mode 一本鎗の記述方法が最も困難を感じるところであって、これを無視すると共にゼーマン・エネルギーの表現を、その表現の根拠となる電磁エネルギー移動の内容を無視して使用するという方法、とが組 (ペア) になって従来の皮相な物理学を形成し誤解の原因になったのである。もちろん必要な場合には従来法と言っても、Renormalization と言った極めて複雑難解な数学操作を導入し、以上の欠点を補って来たと考えられるが、その過程を物質の物理学の多電子系に対し適用することは容易ではない。従って筆者の体系は、物質の物理学に対するものとして、本質的な優位に立つと主張する。

さて文献 18) の冒頭言の紹介から一気にここまで進んだが、再び文献 18) のマイスナー効果に関する説明は、III-Rの方が遙かに進んでいるので III-Rを待たれる方がよい。但し § 4. Energy Transfer Relation Associated with the Motion of An Electron in A Magnetic Field は、磁場中の電子の運動が、磁場の源との間で、如何に磁気エネルギーをキャッチ・ボールするかを示すもので、一箇の電子の場合にはブランコのように永久運動 (輻射損失は驚く程小さい。文献 12) p. 596-600) を行うことを示す。この紹介は III-R には最早やない。一箇では永久運動でも、多数箇になると熱平衡状態の問題の発生するところが、われわれの物質世界である。なおわれわれの運動方程式は相対論的にも、量子論的にも常に近似方程式であって、方程式に従わない軌跡にずれる確率は十分に大きい事の認識は大切である。特に量子論では古典量

子力学的な確率と、Path integral<sup>25)</sup>などに示される今一つ奥深い確率過程の存在が指摘される。

なお、巨視的世界の摩擦の概念をマクスウェル・ローレンツの世界に持ち込んではいない。摩擦はマクスウェル・ローレンツの微視的過程の発生を意味するものであって、マクスウェル・ローレンツの世界にはそれ以下の超微視的現象は存在しないからである。§5の、Correct and Incorrect Understandings of the Magnetic Energy and An Essential Advantage of Lagrangian Formalism over the Hamiltonian Formalism for a Macroscopically Inhomogeneous System も、ここでしか記述のない部分である。

その後の文献としては既に紹介した6)はディラックの $\gamma$ マトリックスによる電子の状態方程式と、その担う電流を、スピン電流と軌道運動電流の二つに見事に分離するゴルドン分解の説明である。文献9)は筆者の理解しているマイスナー効果の最深部にある熱力学と、遅延効果を伴う不可逆過程の進行に関する易しい解説であって、マクスウェル・ローレンツの世界で熱運動と磁場との相互作用のもとで永久電流が存在し得ると前提することにより、<sup>(文献4), §12)</sup>マイスナー効果が通常熱力学に依っても導出できることを明確に証明した唯一の文献である。

### §3 マイスナー効果の古典物理学的導出機構のエッセンスの易しい紹介(近藤氏の疑点を中心として)

さて§2式(1), (2)の辺で、既に $\mathbf{r}_i, \dot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{v}_i$ を使用したラグランジアン変数の方法が、それらを演算子と読み直して量子力学的にも有効であり、何等の近似を導入したことにもならないのみならず、むしろ最も基本的なField Theoryの立場で、相対論的不変量として最初に定義されるのはラグランジアンであり、ハミルトニアンはその後、いくつかの仮定のもとに導出されるものであることを述べた。ハミルトニアンの方法も遅延効果まで全部考慮して完璧に解く方法があり得ないとは言えないが、\* それは現在までのところ発見されていない。とくにマイスナー効果は最終平衡状態が巨視的に非一様になり、ラグランジアン形式で解くべき典型的な例になっていることが指摘される。

つぎにわれわれの考案した体系はリング状の電子ガス $C_1$ と、地球もしくはそれに近い単連結の体積を持つ今一つの電子ガス $C_2$ とより成り、体系は完全断熱壁の中に閉じこめられている。電子ガスを取扱う以上、形を持ったポテンシャルの壁を考えざるを得ず、それ以外に何等

---

\* 形式的に遅延効果を導入することは可能であるが、<sup>21)</sup>その形式で、例えばマイスナー効果の問題を解くように理論体系を造ることが出来ないのである。静磁場の源への磁気誘導によるエネルギー移動を如何に表現するかはその困難の一例になる。

の仮定の入っていない理想的な系として、この系は定義されているのである。物理学の厳密な数理解析はこの程度に理想化したものでないと適用可能でなく、とくに体系の全エントロピーの増減という問題は極度にデリケートな数理解析の課題であり、 $\delta$ ,  $\varepsilon$  を駆使せねばならぬ数学基礎論と同様に厳密なものであることを注意させて載く。

電子ガス  $C_1$  の電流  $I_1$  を一定に保ち、内部エネルギー  $W_1$  で、エントロピーのない電源とか、電荷が一様に分布し回転する輪があり、更に輪の速度を一定に保つ装置の附加といったことは、近藤氏が此の厳密性に関して如何に理解不足であるかの証拠になる。一つの言い方は、これらの所説を JPSJ に投稿できますかということである。輪に就いて言うと熱平衡は輪の回転が静止しないと得られないから熱平衡関係式は使えなくなる。こうした“えたい”の知れない物件を持ちこむことが、いかに厳密性を損傷するかの証拠として、文献 9) Fig. 1 の  $nkT$  程度のポテンシャルの丘に支えられてポテンシャルの崖淵にある  $N$  個の微小球のモデルを考えよう。今落下した小球の運動エネルギーを完全にポテンシャル・エネルギーに変える装置が、崖下に置かれているとすると、落下後  $N'nkT$  の熱エネルギーが、ポテンシャル・エネルギーに変換して丁度体系のエントロピーは減少したように見える。もちろん、この問題の厳密な解答は決して容易ではない。従ってわれわれはそうした複雑性を持ち込むことを出来るだけ避け単純化して解析を実行するのである。従って「飯田氏へ III」の内容は問題にならないのである。

次に  $C_1 + C_2$  の体系に電流  $\mathbf{j}(\mathbf{r})$  を仮定することに関して述べる。われわれの課題は平衡な  $\mathbf{j}(\mathbf{r})$  はどうなるかということである。平衡を出すために平衡でない内部パラメーターの状態を想定し、その状態の熱力学的安定性を調べてゆくことになる。 $C_1$  の体系に関して言うと、最初電子群をリングに沿って水のように廻転運動させることにより、容易にある  $\mathbf{j}_1(\mathbf{r})$  を持った状態を造ることが出来る。もちろん  $\mathbf{j}_1(\mathbf{r})$  の結果発生する  $\mathbf{H}_1(\mathbf{r})$  との相互作用によって、電子はサイクロトロン運動を行うから、安定な運動であるためには電子群は各場所場所で  $10^{-3}$  Å と言った微少な変位を行い極小の電場  $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$  を発生させることになるが、<sup>4)</sup> それは可能である。とにかく最初角運動量  $\mathbf{J}_0$  が与えられたとすると、角運動量保存則から  $\mathbf{J}_0$  の変化は周囲からの熱輻射を含む電磁相互作用によってしか有り得ないので、その緩和時間は電子相互間の衝突時間等に比し遙かに大きく、 $\mathbf{H}_1(\mathbf{r})$  を発生させる  $\mathbf{J}_1(\mathbf{r})$  の状態が準安定として存在すると結論できる。こうした考察の際、当初  $C_1$  と  $C_2$  に円筒対称性を仮定して置き、角運動量保存則の適用を可能としておいて、マイスナー状態の解を得て後、解の性質が、円筒対称性を必要とするものでないことを理解して一般の形に拡張する手法は便利である。勿論円筒対称性のあるときはマイスナー効果が発生するが、その対称性のなくなった途端にマイスナー効果が消えると

いうことは物理的に考えられない。

次に  $\mathbf{H}_1(\mathbf{r})$  の存在下で、 $C_2$  に電流  $\mathbf{j}_2(\mathbf{r})$  を仮定して筆者の使用した一般の初期状態ができる。 $\mathbf{H}_1(\mathbf{r})$  があっても、 $\mathbf{j}_2(\mathbf{r})$  の平衡は

$$\mathbf{j}_2(\mathbf{r}) \equiv 0 \quad (4)$$

以外にあり得ない。何となれば電流は摩擦によって必ず減衰するから。”という議論が素人\*から聞かれる。マクスウェル・ローレンツの世界に摩擦という概念が成立しないことは §2 で説明した。 $\mathbf{H}_1(\mathbf{r})$  中で、 $C_2$  中の電子は反磁性的なサイクロトロン運動を行い、もし境界面の効果を見捨てると膨大な反磁性磁化、従って電流  $\mathbf{j}_2(\mathbf{r})$  が現われる。境界面に沿って衝突を繰返しながら常磁性的に境界を廻ってゆく電子群が存在してサイクロトロン運動の反磁性を相殺し、その相殺が完全であることを van Leeuwen はその熱統計力学によって示したというのが、過去の常識である。§1 で説明したように van Leeuwen の定理は過まりであるから、従って相殺が完全である理由はどこにも存在しなくなる。物理的に任意の角運動量を与えた状態はそれぞれ準安定であり、どの状態が平衡状態かは新しい物理学によらねばならないのである。なお、 $C_2$  の電子群についてのみ述べると、マイスナーの状態  $Z_M^{(9)}$  は、Iida ゲージ (文献 18) p 77) による運動量が至るところ零であって、従って全角運動量が零の状態であり、磁場の浸透した van Leeuwen の状態は、むしろ磁場と逆方向に角運動量を持った状態になっている。

なお  $C_1 + C_2$  という体系の設定は便利的なもので、マイスナー効果の本質は  $C_1$  だけの体系でも十分に現われることを注意する。

次に今

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{j}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{j}_2(\mathbf{r}) \quad (5)$$

が実現しているとして、その平衡関係を論じるための変分  $\delta \mathbf{j}(\mathbf{r})$  に就いて述べる。 $\delta \mathbf{j}(\mathbf{r})$  は巨視的には一点に近く微視的には大きい領域  $\Delta V$  内での変分であって、文献 9) の式 (1) – (10) までは、その  $\delta \mathbf{j}$  は  $C_1$  でも  $C_2$  でもよく、大きい領域に亘って関連した  $\delta \mathbf{j}$  のモードのないことが媒達論の立場から重要な点である。従って  $\delta \mathbf{j}$  の発生している局所的な  $\Delta V$  を除き他のすべての  $\mathbf{j}_2(\mathbf{r})$  と  $\mathbf{j}_1(\mathbf{r})$  はいづれも一定に維持されているのであって、近藤氏の文献 3)

\* 文献 3) p 446 の冒頭に近藤氏もこの議論を述べている。これは不用意であれば撤回されるべきで、そうでなければ詭弁の一つと取られても仕方のないものである。

IV p 447 は甚だしい誤解である。現在の時点でこのような誤解が生じるようでは先が思いやられる訳であって、近藤氏の評価を下げざるを得なかったところである。熱力学の Configuration Space の変分は、独立な内部パラメーターの偏微分に関して、その他の内部パラメーターを固定して、一つの内部パラメーターを変化させ、極大、極小といった位置を探してゆくのは常識である。近藤氏の p 447 の A は熱力学解析の常套手段を使用する限り、 $\delta \mathbf{j}_1$  の発生を考える必要はない。そうしてこの公式的な結果と不可逆素過程を TE 原理で解析した結果とが見事に一致したというのが、重要な文献 9) の結論である。

勿論、文献 9) の式 (16) からマイスナー効果を導出する際、 $\delta \mathbf{j}_2$  は局所的な変分でなければならない。また式 (16) は  $C_2$  に限定されないものであって、

$$\{\delta(U_{kD}^c + U_m^c)\}^{\delta \mathbf{j}} = {}^{(1)}0 \quad (6)$$

として、 $\delta \mathbf{j}$  は  $C_1$  上であってもよく、磁束  $\Phi_1$  を閉じこめたマイスナー状態の  $C_1$  が、式 (6) から結論されるのである。エントロピー増大則は、可能な変分に対してのみ適用できる法則として考えられ、 $\Phi_1$  の異なる状態へは、 $\delta \mathbf{j}$  によって移ることが出来ないと結論されることになる。

III<sup>3)</sup> に就いて、今一つ気が付いた事がある。それは近藤氏は

$$[TE] = U_R + \delta W_1 \quad (7)$$

であると常に断定して議論を進められていることである。文献 18) および 4) の  $[TE]$  の導出過程において、 $[TE]$  が  $C_2$  を完全に離れ、transient signal が面  $S_\beta$  と  $S_\alpha$  の間にある状態で計算すると、式 (7) が成立したのであるが、これは  $[TE]$  の性格を説明するための便宜的なものであって、文献 4) の式 (90)

$$[TE] = -\delta[U_m^c + U_{kD}^c + U_{kT}] \quad (8)$$

が、遷移エネルギー原理に基づく正しい表現であり、たまたま上記の状態において、式 (7) が成立したのに過ぎないのである。従って、 $\delta \mathbf{j}$  を任意の箇所に想定したとき、 $\delta W$  は  $C_1$  にも  $C_2$  にも発生するのであって、 $U_R$ 、 $\delta W_1$  の区別を明確には出来ないものである。従って  $[TE]$  は  $\delta \mathbf{j}$  の発生と共に、式 (8) に従って、自動的に発生することを注意する。また遷移状態にある電磁場は  $S_\beta$  と  $S_\alpha$  の間だけでなく、 $S_\beta$  の外の磁場も、その最終値が

$$\mathbf{H}_1^0(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_2^0(\mathbf{r}) + \delta \mathbf{H}_2^f(\mathbf{r}) \quad (9)$$

であって、従って  $\mathbf{H}_1^0(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_2^0(\mathbf{r})$  である状況では、式(9)との差の電磁場

$$-\delta \mathbf{H}_2^f(\mathbf{r}) \quad (10)$$

が、遷移状態になっていることに留意しなければならない。

$\delta \mathbf{j}$  が、一点に近い  $\Delta V$  に限られることは本質的な点であって、勿論相互に相関しない  $\delta \mathbf{j}$  は  $C_1$ ,  $C_2$  のすべての場所で発生しているが、その一つに就いて考察を進めているのである。

§2で電磁場の Normal mode の考え方を  $\delta \mathbf{j}$  と相関させて考えることを否定した点と全く同一の基本的な立場に立っている。 $\Delta V$  は微視的には巨大で多数の電子を含み、熱力学の内部パラメーターの変化と見做せる体積を持っていることも重要である。例えば  $C_1 + C_2$  の全体に亘る Normal mode は、数学計算の便宜手段としては導入しても、巨視的に認め得る振巾で励起されることはないと考えているであって、この問題には次に述べる磁気誘導効果とエントロピーの相関も重要な因子になる。

次に近藤氏が未だに執着し、筆者に説明を求めて居られるエントロピーに関する誤解、すなわち

$$\delta U_{kT} = T \delta S \quad (11)$$

が、 $\delta \mathbf{j}(\mathbf{r})$  の有無に拘らず、一般的に成立することがないことを丁寧に説明しよう。筆者の理解するところ、この点だけが近藤氏のコメントの中で、既存の記述以上のものを求めて居られる点であると考ええる。なお熱として  $\delta Q = \delta U_{kT}$  を体系に与えた(或は体系から奪った)場合その与えた(或は奪った)場所が、 $C_2$  であるか、 $C_1$  であるかはこの際重要でない。Configuration Space 上で  $\mathbf{j}_1(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{j}_2(\mathbf{r})$  を一定に保った上で、 $C_1$  と  $C_2$  の間で熱交換を行うことにより、体系のその後のエントロピー変化を無限小として、 $C_1 + C_2$  の全系に対し、与えられた  $\mathbf{j}_1(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{j}_2(\mathbf{r})$  および  $U_{kT}$  のもとでの熱平衡を考えることが出来るからである。なおエントロピーは加法定理に従うので(空間のエントロピーを小さいと考え無視して)

$$S = S_1 + S_2 \quad (12)$$

であって、 $S_1$  は  $C_1$  の持つエントロピー、 $S_2$  は  $C_2$  の持つエントロピーである。さて近藤氏の問題は、熱力学の Configuration Space 上で、 $\mathbf{j}(\mathbf{r})$  を内部パラメーターとして、そのエネルギー  $U$  を



$$U = U_{\text{kT}}(S, \mathbf{j}(\mathbf{r})) + U_{\text{kd}}(\mathbf{j}(\mathbf{r})) + U_{\text{m}}(\mathbf{j}(\mathbf{r})) \quad (13)$$

と表現した場合、 $U_{\text{kT}}$ の項の変数の中に $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ が入るかどう点である。この $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ は勿論

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{j}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{j}_2(\mathbf{r}) \quad (14)$$

であって、磁場 $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_2(\mathbf{r})$ の源になる $C_1$ 及び $C_2$ 中のすべての $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ を含んで居り、従って

$$U_{\text{kT}}(S, \mathbf{j}(\mathbf{r})) = U_{\text{kT}}(S, \mathbf{H}(\mathbf{r})) = U_{\text{kT}}(S, \mathbf{H}_1(\mathbf{r}), \mathbf{H}_2(\mathbf{r})) \quad (15)$$

$$U_{\text{kT}} = U_{1\text{kT}} + U_{2\text{kT}} \quad (16)$$

$$U_{1\text{kT}} = U_{1\text{kT}}(S_1, \mathbf{H}_1(\mathbf{r}), \mathbf{H}_2(\mathbf{r})), U_{2\text{kT}} = U_{2\text{kT}}(S_2, \mathbf{H}_1(\mathbf{r}), \mathbf{H}_2(\mathbf{r})) \quad (17)$$

と書いて差支えないものである。従って磁場 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ の存在の有無が、エントロピーの値に影響するかどうか、問題の核芯であって、文献3)のp 441の下から10行程の議論は、故意に読者を惑わすものと受取られても仕方のない記述である。さて式(11)が一般的に成立すると

$$S = S(U_{\text{kT}}), S_1 = S_1(U_{1\text{kT}}), S_2 = S_2(U_{2\text{kT}}) \quad (18)$$

であり、筆者の主張は式(15), (17)から

$$S = S(U_{\text{kT}}, \mathbf{H}_1(\mathbf{r}), \mathbf{H}_2(\mathbf{r})) \quad (19)$$

$$S_1 = S_1(U_{1\text{kT}}, \mathbf{H}_1(\mathbf{r}), \mathbf{H}_2(\mathbf{r})), S_2 = S_2(U_{2\text{kT}}, \mathbf{H}_1(\mathbf{r}), \mathbf{H}_2(\mathbf{r}))$$

でなければならないと言っているのである。

権威ある学者に対する言明としては、式(18)は式(19)の中に含まれ、電磁熱力学の一般論からは式(19)までしか導けないから、式(18)を主張する近藤氏は、式(18)の成立を証明してから話を持ち出すべきであるというので十分である。

筆者の理論構成の一部分を掴まえて、そこで式(18)を仮定しても、マイスナー効果の式の導出にそこでは差支えないから、式(18)は成立するという主張は学部学生的発想であって、何の根拠にもならない。式(18)とマイスナー効果とが両立するものでないことは、近藤氏自

身十分に知って居られる筈である。

さて大学院学生の立場になって結構であるから、式(18)の成立しないことを丁寧に説明してほしいという御要望なので、その線に沿って説明する。次の例題は磁気誘導とエネルギーの移動関係という新しい枠組の本質の一つを明らかにするものである。

さて先づ Fig. 1 を見て載く。Fig. 1 は無限長の同軸のコイル  $C_1$ 、 $C_2$  であって、その単位長当りの巻き数  $n_1$ 、 $n_2$ 、電流  $I_1$ 、 $I_2$ 、その造る磁場  $H_1$ 、 $H_2$  と考える。無限長コイルの長所はコイル外に磁場が出ない点にある。無限大の困難を避けるためには十分に大径の大きいトロイドであると考えてもよい。今最初に  $I_1 = I_1^0$  の電流が流れているものとし、その体積  $V_1$  内に磁場

$$H_1^0 = \frac{n_1 I_1^0}{c} \quad (20)$$

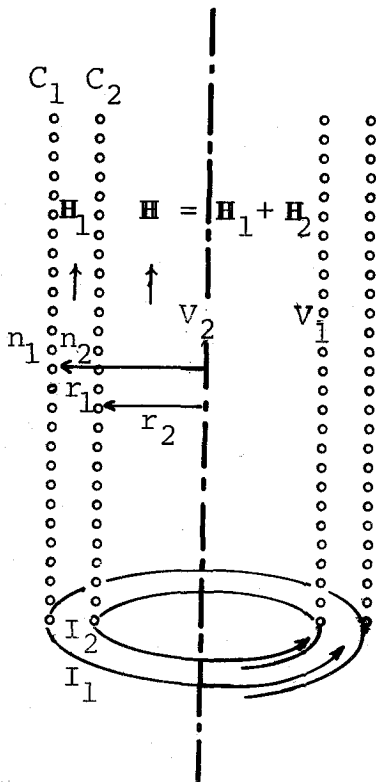


Fig. 1

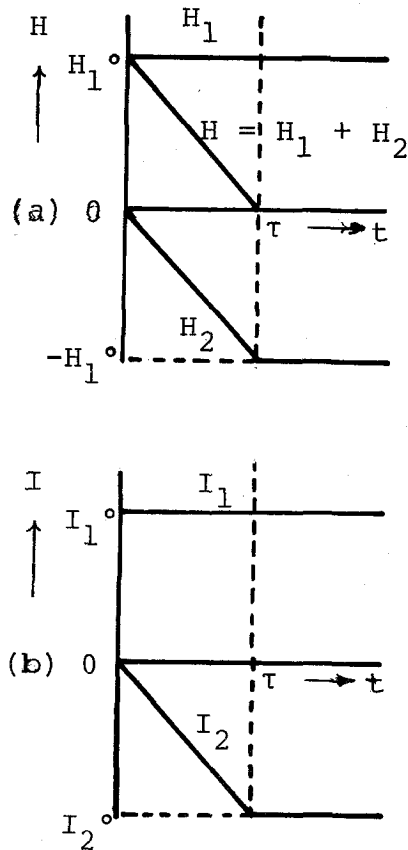


Fig. 2

が維持されているものとする。<sup>\*</sup> さて、Fig. 2 に示したように  $t=0$  から

$$I_2 = I_2^0 \left( \frac{t}{\tau} \right) \quad (21)$$

として、電流  $|I_2|$  を次第に増加させ、 $t=\tau$  で

$$H_1^0 + H_2^0 = \frac{n_1 I_1^0}{c} + \frac{n_2 I_2^0}{c} = 0 \quad (22)$$

になるようにして、それ以後は  $I_2^0$  に維持したものと考える。問題は  $I_2$  を  $0 \rightarrow I_2^0$  に変化させるのに要したエネルギーと、その間に  $I_1$  を流している電源の受取ったエネルギーは如何とすることである。この系の特徴として、 $t \leq 0$  と  $t \geq \tau$  との間の変化は  $V_2$  内の磁場  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2$  が、 $H_1^0$  から 0 に変わったことと、電流  $I_2$  が 0 から  $I_2^0$  に変わったことだけである。さてマクスウェルの方程式に従って

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (23)$$

を軸上に中心を持つ円形の断面上で面積分すると

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \iint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} \quad (24)$$

$$E = -\frac{1}{2\pi r c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{r'^2}{2rc} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (25)$$

但し、 $\mathbf{E}$  は角度変数  $\varphi$  の成分  $E_\varphi = E$  のみで、 $r'$  は磁場が時間変化する空間の半径  $r' \leq r$  である。さて

$$H = H_1 + H_2 = H_1^0 + \frac{n_2 I_2^0}{c} \left( \frac{t}{\tau} \right) \quad (26)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{n_2 I_2^0}{c} \frac{1}{\tau} \quad (27)$$

となる。従って、 $I_2$  を 0 から  $I_2^0$  まで増加させるのに要するエネルギーは単位長当り

$$-\int_0^\tau E_2 \cdot I_2 \cdot n_2 \cdot 2\pi r_2 dt = \frac{r_2}{2c} \int_0^\tau \frac{n_2 I_2^0}{c} \frac{1}{\tau} \cdot I_2^0 \cdot \frac{t}{\tau} \cdot n_2 \cdot 2\pi r_2 dt$$

<sup>\*</sup> この例題は高橋秀俊氏の提起により筆者の記憶事項となった。

$$= \frac{\pi r_2^2}{2} (H_1^0)^2 \quad (28)$$

であって、一方  $I_1$  の電源は

$$\begin{aligned} \int_0^\tau E_1 \cdot I_1 n_1 \cdot 2\pi r_1 dt &= -\frac{r_2^2}{2r_1 c} \int_0^\tau \frac{n_2 I_2^0}{c} \frac{1}{\tau} I_1^0 n_1 \cdot 2\pi r_1 dt \\ &= \pi r_2^2 (H_1^0)^2 \end{aligned} \quad (29)$$

のエネルギーを受取ることになる。

式 (28) と式 (29) で 2 倍の差があることに注目載きたい。 $V_2$  から磁束を追いつ出すためには  $V_2$  の磁束の持つエネルギー

$$U_{m2} = \iiint_{V_2} \frac{\mathbf{H}^2}{2} dV = \frac{\pi r_2^2}{2} (H_1^0)^2 \quad (30)$$

(但し単位長当たり) に丁度等しいエネルギーをコイル  $C_2$  の電流  $I_2$  を通じて系に供給してやる必要があり、その結果、 $C_1$  は式 (30) で示される磁気エネルギーと、式 (28) で示される今述べた  $I_2$  を通じて系に新たに供給された同一量のエネルギーの両者の相和を受取ることになるのである。これが磁気誘導のもつ一筋縄ではないメカニズムであって、かつエネルギーのバランスはそれで保たれる。

さて  $C_2$  をわれわれのクーロン・ガス系  $C_2$  と考え、 $C_1$  も又われわれのクーロン・ガス系  $C_1$  と考えなおす。そうすると、 $C_2$  に磁場  $\mathbf{H}_1$  が浸透した状態から、マイスナー状態に移り表面電流  $\mathbf{j}_2(\mathbf{r})$  の発生した状態に移行するためには、内部に浸透していた磁束のもつ磁気エネルギーに略等しい、別のエネルギーを必要とすることが示された訳である。式 (13) において  $U_{\text{kD}}$  は  $U_{\text{KT}}$ 、 $U_m$  に比し、例えば  $1:10^{22}$  といった位に小さいエネルギーであって、従ってこのエネルギーの供給源は  $U_{\text{KT}}$  が主である。従って、もし、van Leeuwen 状態  $Z_L$  から、Meissner 状態  $Z_M$ <sup>9)</sup> に移行したとすると、 $C_2$  内の磁束のエネルギー  $U_{m2}$  に匹敵するエネルギーが、 $U_{2\text{KT}}$  より供給されねばならないのである。もちろん  $C_1 + C_2$  のわれわれの体系の今までの考察で、 $C_1$  を超電導体と考えて単純化し、 $C_2$  に関して、 $Z_L$  より  $Z_M$  に遷移したとすると、 $C_1$  と  $C_2$  の間の空間の磁場  $\mathbf{H}$  が、磁束  $\Phi_1$  を維持して、かつ  $C_2$  内の磁場が零ということから増大する。 $4U_m$  は  $V_\infty - V_2$  の空間で考えると、 $C_2$  内にあった磁場の持つエネルギーの略倍になるが、その内の一つは  $V_2$  から  $V_\infty - V_2$  に移行した  $U_{m2}$  であるから、磁気エネルギー

一の全変化  $\Delta U_m$  としては略々  $V_2$  内の磁気エネルギーの桁であって、その  $\Delta U_m$  が、 $U_{kT}$  より供給されている。もちろん  $\Delta U_{kD}$  も発生しているから

$$\Delta U_{kT} = -(\Delta U_m + \Delta U_{kD}) \quad (31)$$

が成立する。(但し  $\Delta U_{kD}$  は非常に小さい)

次に Fig. 3 にピストン中に高圧のガスの入った状態を示す。高圧ガスの自然膨張は、 $Z_L$  より  $Z_M$  に移る状況とある程度類似しているのである。この系のエントロピー  $S$  は、体積  $V$ 、分子の運動エネルギーを  $U_{kT}$  として、

$$S = S(U_{kT}, V) \quad (32)$$

である。 $V$  一定とすると

$$\delta U_{kT} = T \delta S \quad (33)$$

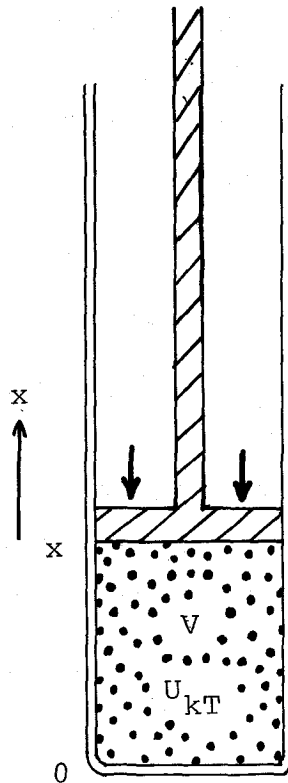


Fig. 3

はよく知られた関係である。従って

$$\left(\frac{\partial U_{\text{KT}}}{\partial S}\right)_V = T, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial U_{\text{KT}}}\right)_V = \frac{1}{T} \quad (34)$$

$$\therefore \delta S = \frac{1}{T} \delta U_{\text{KT}} + \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_{U_{\text{KT}}} \delta V \quad (35)$$

である。今準静的に断熱膨張させると、式(35)は

$$0 = \delta S = \frac{1}{T} \delta U_{\text{KT}} + \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_{U_{\text{KT}}} \delta V \quad (36)$$

$$\downarrow$$

$$-p \delta V$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_{U_{\text{KT}}} = \frac{p}{T} \quad (37)$$

従って

$$\delta S = \frac{1}{T} \delta U_{\text{KT}} + \frac{p}{T} \delta V \quad (38)$$

この式はわれわれのクーロン・ガス  $C_1 + C_2$  の体系に対する文献9)の式(3)

$$\delta S = \frac{1}{T} \delta U_{\text{KT}} + (\delta S)_{U_{\text{KT}}}^{\delta j} \quad (39)$$

に対応する式であって、この場合、 $(\delta S)_{U_{\text{KT}}}^{\delta j}$  に対応する項の明瞭な数式表現が与えられていることになる。準静的な断熱膨張で、 $U_{\text{KT}}$ が減少しているにも拘らず、エントロピーが変化しない点は特に注意される。何度も言ったことであるが、内部パラメーター(上の場合、 $V, C_1 + C_2$ の場合  $j(\mathbf{r})$ )の変化がなければ、熱的エネルギー  $U_{\text{KT}}$  は仕事に変わることはできないが、内部パラメーターの変化と連動している場合には、むしろ熱的エネルギーは仕事に変わってウズウズしているとも言えるのであって、その際仕事にはエントロピーの移動が伴わず、従って準静過程として進行させ得た場合、系のエントロピーは変化しない。その結果、もし Fig. 3 の  $\delta V$  を断熱過程でなく、熱浴と接触させて、温度一定で進行させると、

$$pV = NRT = U_{\text{KT}} \quad (40)$$

$$\therefore \delta U_{\text{KT}} = 0 = \delta p \cdot V + p \delta V \quad (41)$$

であって、 $\delta U_{kT} = 0$  であるにも拘らず

$$\delta Q = T \delta S = p \delta V = -V \delta p \quad (42)$$

の熱量が流入し、その分だけ体系のエントロピーが増大する。従って式 (33) は勿論成立しない。

体系  $C_1 + C_2$  において、 $C_2$  が  $Z_L$  から  $Z_M$  に進行する場合、丁度類似の変化が進行する。もし  $C_2$  が熱浴と接していない場合、式 (31) に従って  $C_2$  中の熱的なエネルギー  $U_{kT}$  は、磁気エネルギーの増加分だけ減少する。磁気エネルギーはもちろん巨視的なエネルギーであってその存在はエントロピーの計算に影響を与えるが、それ自身はエントロピーを持たないと考えられる。いま  $Z_L$  から  $Z_M$  に過程が進行したとして、もしその過程が準静的に行えたとすれば

$$\delta U_{2kT} < 0 \quad (43)$$

にも拘らず、式 (36) の場合と同様

$$\delta S = 0 \quad (44)$$

になる筈で、われわれの結論に従って非可逆であるとする、準静的には行えないから

$$\delta S > 0 \quad (45)$$

と考えざるを得ないのである。そのことは熱力学として何等矛盾はない。もし  $C_2$  が熱浴と接触しているとすると、当初  $\delta U_{2kT} < 0$ 、従って冷たくなった体系  $C_2$  に熱を補給する必要がある、その量は物理的に考えて、 $(-\delta U_{2kT})$  に等しいと推定できよう（孤立系の場合は  $C_1$  から熱が補給される）。従って結果として

$$[\delta U_{2kT}]_{\text{total}} \sim 0 \quad (46)$$

であるにも拘らず、式 (31), (32), (45) を考慮して

$$(\delta S_2)_{\text{等温}} > \frac{\delta U_m + \delta U_{kD}}{T} = \frac{-(\delta U_{kT})_{\text{断熱}}}{T} \quad (47)$$

であると推定せねばならないのである。

式 (47) は、式 (39)、即ち文献 9) の熱力学関係式 (3) から、その式 (45) に従って、断熱過程では  $\delta S > 0$  と置くことにより、直接厳密に

$$\frac{1}{T}(-\delta U_{\text{kT}})_{\text{断熱}} < (\delta S)_{U_{\text{kT}}}^{\delta j} \quad (48)$$

と導出される。近藤氏の主張する式(11)が一般的に成立する場合には、勿論式(48)の右辺は零でなければならないが、 $Z_L \rightarrow Z_M$ の際に式(48)の左辺が大きい正の値になることは今 Fig. 1 によって詳しく説明したのであり、われわれの  $\delta \mathbf{j}_2$  の場合の対応する関係式も容易に導出できるのである。

なお  $Z_L \rightarrow Z_M$  に移行することの厳密な証明は T E 原理に基づくもので、別問題である。上記の考察はそうした場合、その事情は理想気体の断熱膨張とある点で類似している現象であること、いずれにしても近藤氏の主張する  $(\delta S)_{U_{\text{kT}}}^{\delta j} = 0$  を正当化する根拠は全くないことを示したものである。

近藤氏の疑点に対する答えとしては以上で十分と考えるが、なお老婆心的ではあるが、エントロピー  $S$  の直接評価に関係するものとして以下の説明を加える。

簡単のため再び  $C_2$  区のみ対象を絞り、 $\mathbf{j}_2(\mathbf{r})$  の存在下で、 $\mathbf{H}_1(\mathbf{r})$  を十分大きくしていった場合を考える。電子のサイクロトロン半径  $r_0$  は

$$r_0 = \frac{m c v_0}{e H_0} \quad (49)$$

であって、<sup>16)</sup>  $v_0$  は速度の絶対値、 $H_0$  はその場所の磁場の値である。

$$\mathbf{H}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_2(\mathbf{r}) \quad (50)$$

であるから、 $\mathbf{j}_1(\mathbf{r})$  を増大させて  $\mathbf{H}_1(\mathbf{r})$  を増大させると、 $r_0$  はどんどん減少し、ある値以上では各電子は互に独立に円形のサイクロトロン運動を行い  $\mathbf{j}_2(\mathbf{r})$  を維持できなくなる。もし、 $\mathbf{j}_2(\mathbf{r})$  を維持しようとする、式(49)の  $v_0$ 、従って、 $U_{2\text{kT}}$  を増大させざるを得なくなる。このことは  $U_{2\text{kT}}$  と  $\mathbf{H}_1(\mathbf{r})$ 、 $\mathbf{j}_2(\mathbf{r})$  従って  $\mathbf{H}_2(\mathbf{r})$  との間に、ある臨界的な関係の存在することを示す、そういった臨界的関係に無関係に式(18)が成立するということは到底考えられない。なお電子密度  $n_1$ 、 $n_2$  は独立なので、 $n_1$  を大きくすることにより、 $C_1$  の温度  $T_1$  を上昇させることなく、その供給する磁場  $\mathbf{H}_1(\mathbf{r})$  を十分強くすることが可能である。従って、 $\mathbf{H}_1(\mathbf{r})$  を更に大きくしたとすると、 $C_2$  内の電子のサイクロトロン半径  $r_0 \rightarrow 0$  になることが考えられる。 $\mathbf{j}_2(\mathbf{r}) = 0$  になることは無論であるが、その場合  $C_2$  内での各電子の自由度は、その位置  $\mathbf{r}_1$  と、その速度の絶対値  $v_0$  だけになってしまう。 $v_x$ 、 $v_y$ 、 $v_z$  は瞬間的に変換しているから区別することが無意味になるのである。こうした状態で、エントロピー  $S_2$  がなお一定であるということは不可能である。更に運動量  $\mathbf{p}_i$  は



$$\mathbf{p}_i = m_i \mathbf{v}_i - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}_i) \quad (51)$$

であって、こうした一点に収縮したサイクロトロン運動に対して、適当な gauge の  $\mathbf{A}(\mathbf{r}_i)$  を取ることにより、ベクトル  $\mathbf{p}_i$  は一定であり、 $\mathbf{v}_i$  と  $\Delta(-e/c) \mathbf{A}(\mathbf{r}_i)$  が、互に変化しながら相殺することを注意する（文献 16） p 12）。

#### § 4 更に近藤氏へ

近藤氏に本課題の当時の全文献をお渡しして、筆者の理論体系が公表に値することを認めて戴くよう御依頼して既に二年に近づきつつある。物性研究誌上の公開討論に切り換えたのは近藤氏が、あらゆる論理を動員して公表阻止に全力を挙げられているという事情が明らかになったと判断したからである。同様な状況がその前に T 氏に対して発生し、T 氏とも 1 年半以上の討議がメモ交換で進行した。本論文未公表の儘一人一人の研究者と討議に何年も掛けるということは日本物理学会欧文誌の刊行原則、「討議に値するものは公表してゆく。」という精神と矛盾していることは明白である。物理学会の責任ある人の御意見を伺いたいと考える。

近藤氏の今回<sup>3)</sup>の III, IV の議論の本質的な欠陥は、TE 原理の本質を衝くことなく、TE 原理でしか証明できないマイスナー効果の本質を、既存の色々な原理の範囲内で、あれこれと操作し、御自分に都合のよい仮定を持ち込んで、van Leeuwen の状態が熱平衡であり、従って TE 原理は過まりであると称された点である。TE 原理の結論と公式的な熱力学の結論が、前回<sup>9)</sup>示したように一致したのは勿論 TE 原理への強力な support である。もし TE 原理が過まりであるというのであれば、筆者の TE 原理導出の論理、文献 4) § 10 のどこが、どう間違っているのか明らかにして載きたい。そしてそれに代る非可逆素過程の進行方向に関する新しい原則を明瞭にして載くことを近藤氏に強く要望する。

更に近藤氏の論理は準安定状態を仮定してエントロピー増大則の一点張りである。物理学体系には物理法則に基づくダイナミクスが存在することは明瞭であり、問題はエントロピー増大の熱力学法則と、ダイナミック・プリンシプルが競合した場合、その結果はどうなるかという課題であって、近藤氏にその答を要求させて載く。非平衡系の場合など、全体としての準平衡が仮定できない状況のもとでの非可逆過程の方向に関しても同様に質問させて載くことにする。この際更に物性研究読者諸子にも同様に質問させて載く。この課題は完全に一般的で、文献 4) の § 10 が、その必要な唯一の予備知識である。〔本末の後記に注意〕

なお既に述べたように芳田奎氏から、物性関係理論研究者は全部だらしがなかったという強力な支持を得ている。如何なる形式でも結構であるから支持して戴ける方があれば是非御一

報載けることを切に御願います。とくに今後の日本の物理学研究に関して新しい重要学説は有力大学の教授の立場でなければ推進できず、それでも進退を賭し他の問題を犠牲にしなければならないという状況が、容易に起るのでは困ると思う。

最後に難解な筆者の理論体系の理解に努力され、非常な時間を使われて、色々と有効な御意見を出された近藤氏に深甚な感謝の意を表したい。こうした論争は各参加者の智脳と努力の限界を要求しなければ収斂しないので、反論は手厳しく行わざるを得ないが、それにより、相手の方の非常な努力と御厚意を忘れる心算は毛頭ないことを申し添えたい。

### 参 考 文 献

- 1) S. Iida, Phil. Mag., 42 (1980) 349.
- 2) S. Iida, K. Mizushima, M. Mizoguchi, A. Ueki, K. Kose, K. Kato, K. Yanai, N. Goto and Y. Motomura, Summary of 3rd Int. Conf. on Ferrites, (1980) p.1; Proceedings of ICF3 (1981) to be published.
- 3) 近藤淳, 物性研究 34 (1980) 439, 446.
- 4) 飯田修一, 物性研究 31 (1978) 87.
- 5) 近藤淳, 物性研究 31 (1978) 71.
- 6) 飯田修一, 物性研究 32 (1979) 14.
- 7) 近藤淳, 物性研究 32 (1979) 27.
- 8) 近藤淳, 物性研究 32 (1979) 521.
- 9) 飯田修一, 物性研究 33 (1980) 223.
- 10) 飯田修一, 東京大学学内広報No 500 (1980) 20, 本稿付録 1 に再録。
- 11) 飯田修一, 日本物理学会誌 35 (1980) 42.
- 12) 飯田修一, “新電磁気学” 上下, 丸善 (1975).
- 13) 飯田修一, “新電磁気学” 改訂稿。未発行であって、現任専門家による英訳が進行中である。
- 14) S. Iida, 物性研究 28 (1977) 45.
- 15) S. Iida, J. Phys. Soc. Japan 17 (1974) 1183.
- 16) S. Iida, 物性研究 24 (1975) 1.
- 17) S. Iida, 物性研究 24 (1975) 208.
- 18) S. Iida, 物性研究 28 (1977) 45.
- 19) K. Nishijima, “Fields and Particles” Benjamin Inc. (1969).
- 20) J.M. Jauch and F. Rohrlich; “The Theory of Photons and Electrons”, Addison-Wesley, Reading, Mass. (1955).

飯田修一

- 21) 西島和彦, “相対論的量子力学”, 培風館 (1973).
- 22) R.P. Feynman, R.B. Leighton and M. Sands, or “*The Feynman Lectures on Physics*,” II, Adison Wesley (1964) Sec. 28.
- 23) S. Iida, Summaries of ICF3 (1980) p. 87 Proceedings of ICF3 (1981) to be published.
- 24) 本稿附録 2.
- 25) R.P. Feynman and A.R. Hibbs, “*Quantum Mechanics and Path Integrals*,” McGraw Hill (1965) Chaps. 1 & 2.

#### 附録 1.

関東大震災にまつわる東京大学理学部の秘話と  
アカデミック・フリーダムおよび学者の社会的  
責任について

理学部教授 飯田修一

東京大学百年の歴史の中には幾多のドラマが展開されたものと思う。当時、日本全国に知れわたった事実も、数十年の歳月はそれを人々の記憶から殆んど消し去ってしまう。ここに述べようとする関東大震災にまつわる大森房吉教授と今村明恒助教授の論争は、理学における学問の自由と学者の責任に関して、貴重な一つの史実を提供している。たまたま著者はそうした論争の持つ重要な側面を適確に表現できる立場にあると思われるので、その立場でここに紹介させて載く。

さて理学部在籍教官の任期表を辿ってみると大森房吉明治 30 年 12 月 7 日教授に任命、大正 12 年 11 月退官とある。一方、今村明恒明治 34 年 1 月 11 日助教授任命、大正 12 年 12 月 26 日教授昇任、昭和 6 年 3 月 31 日停年退官とある。大森教授の履歴書は異例なことに大正 12 年 6 月 23 日以降が空白になっている。もちろん大正 12 年 11 月は関東大震災直後の時点である。大森房吉氏は明治元年 9 月 15 日福井の生れで、今村明恒氏は明治 3 年 6 月 14 日鹿児島の子、従って年令差は 2 年で、今村氏の助教授期間は 22 年に及んでいる。いずれも本学物理学科を 4 年の年差で卒業し、地震学にその生涯を賭けた俊英であったが、大森氏は初代地震学講座教授関谷清景が 42 才で病没して、29 才の若さで教授となり、一方今村氏は陸軍教授（中央幼年学校附）を正業とし、地震学講座助教授を無給で兼任するという変則的な立場でその 22

年間が経過している。大森氏は謹厳実直型の学者で、精力的に地震学研究に取り組み、その業績は多岐に亘り、理学部物理学科地震学講座の主任教授として（当時地震学科更に発展して地球物理学科は物理学科より独立してはいなかった。）、日本の地震学研究の最高権威であると共に、濃尾地震の結果明治25年設立された震災予防調査会の幹事として、その研究費の配分に責任を持つ立場を維持し続けていた。一方今村氏は直言情熱型で積極的に発言してゆく英才で、同じく精力的に地震学の実験並びに理論的研究に取り組み、とくに災害防止に重点をおきいくつかの先駆的な学説を発表しその業績は大森氏に優るとも劣らないものがあった。しかし以上の状況のもとで、研究費の不足は今村氏が常にかこうところであった。

さて今村助教授は明治38年(1905)雑誌「太陽」の九月号に、「市街地に於ける地震の生命及財産に対する損害を軽減する簡法」と題する論文を発表し、欧米諸国との対比の上で、日本の地震学研究の実状を述べ、過去の日本の地震の状況を克明に紹介した後、今後予想される地震への対策を説いた。そして最後に、東京に関係した大地震として、慶安二年(1649.9/1)、元禄十六年(1703.12/31)、安政二年(1855.11/11)の三回を挙げ、平均百年に1回の割合であって、最後の安政二年以後既に50年を経過しているから、今後50年以内に大地震に襲われる確率は極めて高く、もし発生すると、全壊家屋3万圧死者3千に達するであろう。もし火災を伴うと死者は10万から20万名にもなる筈で、予防処置の十分でない現状で火災の発生確率は極めて高いと警告した。翌明治39年1月16日東京二六新聞が、この今村論文をセンセーショナルに紹介し、市民に大反響を巻き起した。更にたまたま2月23日、24日に軽震が連続して起るに及んで、24日午後には大地震が到来するという流言が発生し、人々が狂ったように安全地帯に避難するという社会問題にまで発展した。

さて一般人の動揺を鎮静させなければならぬと判断される状況に立ち至って、大森教授は今村学説の徹底的な否定を決意した。同教授は同年3月同じく「太陽」誌上に、「東京と大地震の浮説」と題する論文を発表したほか、新聞講演会、更に震災予防調査会報告にも「東京に起るべき将来の地震に就きて」(明治40年)を発表して、今村助教授の地震警告の学説を激しく非難し、東京が非常の震災をこうむるのは平均数百年に一回であると明言し、今にも東京全市が壊滅する程の大地震が襲来し得ると想像するのは全く根拠のない「浮説」と罵倒し、耐震家屋の必要性を強調する反面、現在の東京は道路も広く消防設備もあって、大震災の再演はないと言明した。この大森教授の反論は執拗に繰返され、他の学者も多く大森説を支持したため市民の動揺が薄らぐと共に、反対に今村助教授を「大法螺吹き」とする激しい非難が巻き起

た。このことによって大森教授と今村助教授は感情を伴う強い対立関係に入った。

さて先輩・後輩として同じ教室で日々接触し、討論している仲であるから、今村助教授には大森教授の頭脳に蓄積されている知識とその思考の内容はある程度洞察の範囲内にあったと推定できる。当時の未発達地震学の状況のもとで、統計に基づく今村学説はそれなりに権威あるものであって、たまたま地震学の最高権威を以って自他共に任ずる大森教授の学問体系の中にその考え方が明確な形では取り入れられておらず、別の学説が存在したという状況であり、浮説と罵倒すべきものではあり得ない。従って今村助教授は大森教授が今村学説の信憑性を十分に承知した上で、地震予知の問題は常に絶対に確実ではないという当然の常識事項をその依り処とし、社会的要請の存在をその“隠れみの”と考え、自身の社会的名声、立場の維持といった側面を十分に考慮した上で、今村学説の徹底的弾圧という政治的決定に踏み切ったと判断したと推定される。勿論今村助教授の脳裏には関東大震災の惨状の可能性が純学術的に予想されていた訳であって、その時点での今村助教授の焦燥と無念さは想像に余りあると思われる。一方大森教授にはその在責期間中に大地震は起るまいという希望的憶測と、地震学者は軽卒な発言をして人心を動揺させてはならぬという倫理があった。更に以上の機微を正確に理解できるのは極く少数の専門学者だけであり、今村助教授を除くそのすべては自分の傘下にあるという自信が存在したと思われる。後でも述べるが、こうした学問の根底にかかわる大問題の場合他の学者の意見は殆んど意味を持たなくなる。こうした機微を孕む大論争に関して研究費配分の実力者に抗して火中の栗を拾う学者を見つけることは困難というのが残念ながら理学で史実に残っている事実であり、著者もその意見に同調する経験を現時点で持ちつつある。

さて勿論数年の間に大地震の起る確率は小さく、17年の歳月が経過し、大森教授の名声は大いにあがって行った。大正12年同教授は第2回汎太平洋学術会議に出席して豪州を旅行し、9月1日たまたまシドニーの天文台を視察して地震観測室を訪問した。まさに“運命のいたづら”といおうか、同教授が入室した時、地震計の針が振れ始め、異常な曲線が描かれていった。地震学の最高権威として、同教授は太平洋のいずれかに大地震の起ったことを直感し、簡単な計算によってそれが日本であることを推定した。やがて電報によって関東大震災の発生がオーストラリアにも伝えられ、震災予防調査会の責任者（会長兼幹事）として、大森教授は9月6日急拠、唯一人帰国の途についた。しかも彼はオーストラリア上陸以来病を持つ身となっていた。ハワイで乗り継いだその乗船「天洋丸」は10月4日横浜に入港した。しかし病は重く、船内のベッドに横たわる身であった。今村助教授の予言は正確に的中し、東京・横浜は灰燼となり、

22万余名の死者が発生していた。大森教授は理学部長命で出迎えた今村助教授と船中で会見し「この度の大震災に就いて、私は重大な責任を感じている。譴責されてもやむを得ない。しかし私は政府に水道施設の改良を執権に要求し、それが実現されたことでわずかに自らを慰めている。」と述べたと言われる。

日本に地震学の基礎をきづき上げた大森教授も、大地震の予知を誤まったことによって、激しい非難を浴びる身になっていた。しかも病名は脳腫瘍で死期が迫っていた。彼は今村助教授との対立感情を精算し、無給で地震学研究に取りくむ今村助教授を、自分の研究を受け継ぐ人材として、震災予防調査会の重要職責である幹事に推薦した。11月8日大森教授は死去し、12月26日今村明恒氏は理学部教授に昇任して、昭和6年までの短い期間、我が国の地震学を背負う立場に立つことになった。

さて以上の史実をアカデミック・フリーダムと学者の社会的責任という二つの立場から眺めて見よう。アカデミック・フリーダムの立場では今村助教授は大森教授と感情的にも対立する永い期間を持った訳であるが、その身分は保証され、論争はあったとしても、その身分や論文の公表には問題がなかったように思われる。これは大変大事なことであって、地震学界で当時言論の自由が保証され、又東京大学のアカデミック・フリーダムに伴う教官の身分保証は十分に堅固なものであったと推察できる。

次に学者の社会的責任に関していうと、大森教授は今村学説の粉碎を決意することにより、その権威と引き換えに、東京・横浜地区22万の生霊の犠牲を是認することに踏み切っているのであって、その決断の持つ社会的意義は重大である。市民の動揺の鎮静という大義名分とは論理的に直結するものでないという微妙な事情を十分に理解して載きたい。大震災の場合にはその結果が誰の眼にも明らかな悲惨な事実となって返って来たが、学問上の論争は必ずしもそうはならないことが多く、幾多の悲劇が史実に残っている。地球自転説の場合ローマ法皇傘下の学者達は、自転学説の公表の阻止は勿論のこと、彼等の学者としての生命を賭し、想像を越える手段を行使して激烈に反対し、例えばブルーノはその為に火焙りの刑に処せられる。熱力学第一法則（エネルギー保存則）の発見者マイヤーの論文は、時の物理学の最高権威ポッケンドルフの激しい反対に会って、物理学会誌に発表できず、進歩的であった化学者リービッヒによって、やっと薬学会会誌に発表を許されるが、その真価が認められたのは彼が失意のうちに精神病院に入り、20年を経過して出院した時であった。第二法則（エントロピー増大則）の場合、

飯田修一

発見者ボルツマンはベルリン大学の物理学教授としてその発表に障害はなかったけれども、その価値を認める学者はなく、四面楚歌となって家族との不和も発生し、焦燥失意の中で遂に自殺して世を去るのである。もちろん以上の基本的真理が、その後の人類の叡知の発展に果たした役割りは偉大であり、現時点においてそれらの公表と評価の阻止を正当と主張する人はいないであろう。しかしこれらの先駆的業績は、当時としては難解であって、理解し得るのは少数の権威を持つ学者に限られ、しかもそれらの人達は難解な論文を読ませられた上で、当時の常識の擁護者としての自己の名声明らかに、場合により決定的に傷つくという耐え難い結果を伴う勇断を行うか行わないかの岐路に立たせられる。従って徹底的な否定の方向に踏み切ってもその責任年次中に叱責されることはなからうという過った判断が屢々行われたという史実が、世界の科学史の中に残るのである。

以上理学の論争とアカデミック・フリーダムおよび学者の責任に関するこの小稿が、東京大学と我が国の学術の将来に関して、何等かの影響を持てば幸である。最後に恐縮であるが、筆者自身、物理学の新らしい学説の論文の公表に関して、現時点で同種の困難に直面していること、またアカデミック・フリーダムに伴う東京大学教官の身分保証の意義の重要性を痛切に感じていること、従って、以上の課題は過去の史実に止まらず、現時点の課題であることを述べて稿を閉じさせて載く。

## 附録 2.

代表者有馬様

物理学教室有志の会宛メモ No. 4

(今までのメモをNo. 1(3/14), No. 2(4/12), No. 3(5/25)

と命名させて載く。) 54年7月10日

飯田修一

。 宮沢氏より Persistent Current Model に立脚する筆者の Electromagnetic World と、既存の Field Theory に準拠する、Electromagnetic Momentum との間に因子  $1/2$  の矛盾があるとの質問を受けた。その点に関しては、すでに十分の考察がなされているので、Self field に伴う因子、 $1/2$  の存在に関して簡単に説明する。

。筆者の Persistent Current Model は、Electromagnetic に安定である。Lorentz force は殆んど完全に、Cancel し、残る項は、重力の引力に比し、天文学的に小さいことが、厳密に証明される。従って、general relativity を考慮して、Mathematical にも、electromagnetically stable であると仮定することを妨げない。

。Quantum Picture と Classical Maxwell–Lorentz Picture を連結するためには、superposition principle を利用せざるを得ない。古典量子力学で、電子を点と考え、 $\psi^*\psi$  を確率と考えて、その連結が行なわれた。現在は、点ではなく、VR (Vortex Ring Model)<sup>15)</sup> をその古典像と考え、superposition principle を適用して量子力学像を形成する。Gorden の分解によるスピンの電流は、その見事な傍証になる。

。Maxwell–Lorentz fields  $(\mathbf{e}, \mathbf{h})$  と、 $(*\mathbf{e}, *\mathbf{h})$  を定義する。 $(*\mathbf{e}, *\mathbf{h})$  は、superpose する以前の VR に関する  $(\mathbf{e}, \mathbf{h})$  であって、その energy

$$r m c^2 = \iiint \frac{*\mathbf{e}^2 + *\mathbf{h}^2}{2} dV$$

の計算の基礎にできる  $(\mathbf{e}, \mathbf{h})$  であり、VR の近傍で非常に大きい値を取るものである。 $(\mathbf{e}, \mathbf{h})$  は、superpose して、Quantum Picture としたときの期待値としての  $(\mathbf{e}, \mathbf{h})$  であって、電子について言えば、電荷  $\rho$  は、電子が一定点にある場合でも、球対称的に重畳されていて、hyperfine field 計算の基礎にはなるが、 $r m c^2$  の計算の基礎にはならないものである。

。既存の Field Theory の立場と異なり、Solid State Physics に便利のように、bound state photon を出発点で考える近似を採用する。 $i$ -th 電荷（電子と原子核）による電磁場  $(*\mathbf{e}_i, *\mathbf{h}_i)$  は

$$\begin{aligned} \nabla \times *\mathbf{e}_i &= -\frac{1}{c} \frac{\partial *\mathbf{h}_i}{\partial t}, \\ \nabla \times *\mathbf{h}_i &= \frac{1}{c} \frac{\partial *\mathbf{e}_i}{\partial t} + \underbrace{\frac{*\rho_i *\mathbf{e}_i}{c} + \frac{*\mathbf{I}_i}{c}}_{\frac{*\mathbf{j}_i}{c}} \end{aligned} \quad (\text{A1})$$

$$\nabla \cdot *\mathbf{h}_i = 0, \quad \nabla \cdot *\mathbf{e}_i = *\rho_i$$

である。この式は、VR model の立場で、energy  $r m c^2$  を計算したり、 $i$ -th 電子の電磁的安定性を考察する際の根拠として考え、Maxwell–Lorentz 式との接続を考えるためには、 $(\mathbf{e}_i, \mathbf{h}_i)$  の立場で考えることになる。 $*\mathbf{I}_i$  は、 $*\mathbf{j}_i$  の persistent current 部を  $*\rho_i *\mathbf{v}_i$  は、その、



orbital motion 部を示す記号である。

。さて、次の数学関係式が厳密に成立する。

$$\iiint_{\infty} \frac{\mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_j}{c} dV = \iiint_{\infty} \frac{1}{c} [\rho_i \mathbf{a}_j + \nabla \phi_i \frac{\partial \phi_j}{c \partial t} - \nabla \mathbf{a}_j \cdot \frac{\partial \mathbf{a}_i}{c \partial t}] dV \quad (\text{A2})$$

$$\begin{aligned} \iiint_{\infty} \mathbf{r} \times \left( \frac{\mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_j}{c} \right) dV &= \iiint_{\infty} \left\{ \mathbf{r} \times \left[ \frac{\rho_i \mathbf{a}_j}{c} + \frac{\nabla \phi_i}{c} \frac{\partial \phi_j}{\partial t} - \nabla \mathbf{a}_j \cdot \frac{\partial \mathbf{a}_i}{c \partial t} \right] \right. \\ &\quad \left. + \mathbf{a}_j \times \frac{\partial \mathbf{a}_i}{c \partial t} \right\} dV \end{aligned} \quad (\text{A3})$$

ただし、式(A2)の $\nabla \mathbf{a}_j$ は dyadic で、式(A3)の最終式は自由電磁波の場合、光子のスピン角運動量を与える。

。Maxwell-Lorentz の電磁方程式の Momentum-Relation

$$\iiint_{\infty} \frac{\mathbf{e} \times \mathbf{h}}{c} dV = \iiint_{\infty} \frac{1}{c} [\rho \mathbf{a} + \nabla \phi \frac{\partial \phi}{c \partial t} - \nabla \mathbf{a} \cdot \frac{\partial \mathbf{a}}{c \partial t}] dV \quad (\text{A4})$$

は、正しくは、

$$\iiint_{\infty} \sum_{\substack{i=j=0 \\ \& i \neq j \neq 0}} \frac{\mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_j}{c} dV = \iiint_{\infty} \sum_{\substack{i=j=0 \\ \& i \neq j \neq 0}} \frac{1}{c} [\rho_i \mathbf{a}_j + \nabla \phi_i \frac{\partial \phi_j}{c \partial t} - \nabla \mathbf{a}_j \cdot \frac{\partial \mathbf{a}_i}{c \partial t}] dV \quad (\text{A5})$$

であると結論する。 $i=j \neq 0$  が除かれていることを注意する。 $i=j=0$  は、free radiation であって

$$\nabla \times \mathbf{e}_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{h}_0}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{h}_0 = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{e}_0}{\partial t} \quad (\text{A6})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{h}_0 = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{e}_0 = 0$$

である。Angular Momentum も又

$$\begin{aligned} \iiint_{\infty} \mathbf{r} \times \left( \sum_{\substack{i=j=0 \\ \& i \neq j \neq 0}} \frac{\mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_j}{c} \right) dV &= \iiint_{\infty} \left\{ \mathbf{r} \times \sum_{\substack{i=j=0 \\ \& i \neq j \neq 0}} \left[ \frac{\rho_i \mathbf{a}_j}{c} + \nabla \phi_i \frac{\partial \phi_j}{c \partial t} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \nabla \mathbf{a}_j \cdot \frac{\partial \mathbf{a}_i}{c \partial t} \right] + \sum_{\substack{i=j=0 \\ \& i \neq j \neq 0}} \mathbf{a}_j \times \frac{\partial \mathbf{a}_i}{c \partial t} \right\} dV \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

である。最終項で  $i = j = 0$  は光子のスピン角運動量を示す。除外した  $i = j \neq 0$  の項は、 $N^2$  :  $N$  の重度で圧倒的に小さい。

◦式 (A5), (A7) では、 $i = j \neq 0$  の  $i$ -th charged particle 自身の持つ momentum は考慮の外であり、自由電磁波の momentum と、電荷間の相互作用による momentum のみが、表現されている。

◦Field Theory は、

$$\sum_i \mathbf{e}_i = \mathbf{e}, \quad \sum_i \mathbf{h}_i = \mathbf{h}$$

をすべて自由電磁波の重畳として理解する近似法に立つ。電子が、瞬間的に消えると、 $\mathbf{e}_i$ ,  $\mathbf{h}_i$  は、すべて自由電磁波として挙動を開始せねばならないから、この近似は、それ自身正当性を持つが、Renormalization の問題と発散は避け難い。われわれの近似は、電子を不生不滅と考える物性論の立場での近似になる。

◦さて、 $(\mathbf{e}_i, \mathbf{h}_i)$  を考えると、 $i$  th particle が、運動している以上、free radiation を emit したり、absorb したりする確率がある訳であって、その内容により、遠くの  $(\mathbf{e}_i, \mathbf{h}_i)$  の値は変る。charged particle 自身に附随した momentum は、 $\rho_i$  の存在する位置で決定されるべきであるという立場に立つ。JPSJ. 37 (1974) 1183<sup>15)</sup> に詳しく説明したように、積分超面を固有系の空間  $V_0$  すなわち、超平面  $\sigma_0$  と限定する立場での momentum-energy density four vector は  $\mathbf{v}_i$  をその速度として

$$\{p\} = \left\{ \frac{{}^*\rho_i^0 {}^*\mathbf{a}_i}{2c} + r_{v_i} \frac{({}^*\mathbf{j}_i^0 \cdot {}^*\mathbf{a}_i^0)}{2c^2} \frac{{}^*\mathbf{v}_i}{c}, \right. \\ \left. -i \frac{1}{c} \left[ \frac{{}^*\rho_i^0 {}^*\phi_i}{2} + r_{v_i} \frac{({}^*\mathbf{j}_i^0 \cdot {}^*\mathbf{a}_i^0)}{2c} \right] \right\} \quad (\text{A8})$$

であると一義的に結論できる。

$$\{ {}^*\mathbf{j}_i^0, \frac{1}{c} {}^*\rho_i^0 \}, \{ {}^*\mathbf{a}_i^0, \frac{1}{c} {}^*\phi_i^0 \}$$

は、固有系上での  $i$  th 電子の電流密度 four vector, 電磁ポテンシャル four vector である。式 (A8) により、Poincaré Paradox は、解消することは、既に証明<sup>15)</sup> されている。固有系の上で、 $\{p\}$  はもちろん

$$\{p^0\} = \left\{ \frac{{}^*\rho_i^0 {}^*\mathbf{a}_i^0}{2c}, -i \frac{1}{c} \left[ \frac{{}^*\rho_i^0 {}^*\phi_i^0}{2} + \frac{{}^*\mathbf{j}_i^0 \cdot {}^*\mathbf{a}_i^0}{2c} \right] \right\} \quad (\text{A9})$$

である。もし  $i$ -th charge が uniform motion をしているものとする、固有系上で、式 (A

2), (A3) から

$$\iiint_{\infty} \frac{{}^*\rho_i^0 {}^*\mathbf{a}_i^0}{2c} dV = \iiint_{\infty} \frac{{}^*\mathbf{e}_i^0 \times {}^*\mathbf{h}_i^0}{2c} dV, \quad (\text{A10})$$

$$\iiint_{\infty} \left( \frac{{}^*\rho_i^0 {}^*\phi_i^0}{2} + \frac{{}^*\mathbf{j}_i^0 \cdot {}^*\mathbf{a}_i^0}{2c} \right) dV = \iiint_{\infty} \frac{({}^*\mathbf{e}_i^0)^2 + ({}^*\mathbf{h}_i^0)^2}{2} dV$$

$$\iiint_{\infty} \mathbf{r} \times \frac{{}^*\rho_i^0 {}^*\mathbf{a}_i^0}{2c} dV = \iiint_{\infty} \mathbf{r} \times \left( \frac{{}^*\mathbf{e}_i^0 \times {}^*\mathbf{h}_i^0}{2c} \right) dV \quad (\text{A11})$$

が得られる。従って (A9) 式と合せて, self-field に伴う momentum には 1/2 の因子が必要であることが, 確認されたものとする。uniform motion でないことによる附加項は, emit or absorb しつつある電磁波と解釈する。

さて, energy と仕事の関係は, 1/2 の因子を含めて矛盾のないことを示す。式 (A1) より  $i$  を fix して

$$c \sum_{j \neq i} \nabla \cdot ({}^*\mathbf{e}_j \times {}^*\mathbf{h}_i) + \sum_{j \neq i} ({}^*\mathbf{e}_j \cdot \frac{\partial {}^*\mathbf{e}_i}{\partial t} + {}^*\mathbf{h}_i \cdot \frac{\partial {}^*\mathbf{h}_j}{\partial t}) + \sum_{j \neq i} {}^*\mathbf{e}_j \cdot {}^*\mathbf{j}_i = 0 \quad (\text{A12})$$

$$c \nabla \cdot ({}^*\mathbf{e}_i \times {}^*\mathbf{h}_i) + \frac{\partial}{\partial t} [({}^*\mathbf{e}_i)^2 + ({}^*\mathbf{h}_i)^2] / 2 + {}^*\mathbf{e}_i \cdot {}^*\mathbf{j}_i = 0 \quad (\text{A13})$$

仕事の原理より

$$\iiint (\sum_{j \neq i} {}^*\mathbf{e}_j) \cdot {}^*\mathbf{j}_i dV = \frac{\partial}{\partial t} [K, E]_i + \frac{\partial}{\partial t} [R, E]_i \quad (\text{A14})$$

の筈である。ここに  $[K, E]_i$  は,  $i$ -th charge の kinetic energy  $r_{vi} m c^2$ ,  $[R, E]_i$  は,  $i$ -th charge の創成もしくは, 吸収した Radiation energy である。式 (A14) は仮定する。VR model の立場で, 当然

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \{ [K, E]_i + [R, E]_i \} &= \iiint_V \left[ \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{({}^*\mathbf{e}_i)^2 + ({}^*\mathbf{h}_i)^2}{2} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \nabla \cdot \{ c {}^*\mathbf{e}_i \times {}^*\mathbf{h}_i \} \right] dV \end{aligned} \quad (\text{A15})$$

↓

$$\iint_S c {}^*\mathbf{e}_i \times {}^*\mathbf{h}_i \cdot d\mathbf{S}$$

である。 $V$  は,  $(VR)_i$  を含めば充分で, その外側では  $\nabla \cdot \{ \}$  からの出入を除き時間変化しないと考えることが出来る。

式 (A1) と (A6) の立場で, 決定論の立場は, 過去を振り返って記述するので, 式 (A6) の,

$(\mathbf{e}_0, \mathbf{h}_0)$  は、以下の記述に関係しない。

さて、式 (A15) と式 (A13), 更に式 (A14) と (A12) より

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ *[\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}]_i + *[\mathbf{R} \cdot \mathbf{E}]_i \} = - \iiint_V * \mathbf{e}_i \cdot * \mathbf{j}_i dV = \iiint_V \left( \sum_{j \neq i} * \mathbf{e}_j \right) \cdot * \mathbf{j}_i dV \quad (\text{A16})$$

$$= - \iiint_V \left[ \sum_{j \neq i} \nabla \cdot c * \mathbf{e}_j \times * \mathbf{h}_i + \sum_{j \neq i} (* \mathbf{e}_j \cdot \frac{\partial * \mathbf{e}_i}{\partial t} + * \mathbf{h}_i \cdot \frac{\partial * \mathbf{h}_j}{\partial t}) \right] dV \quad (\text{A17})$$

が成立する。 $\sum_{j \neq i} * \mathbf{e}_j$  の作用により  $i$  電子の  $*[\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}]_i$  と  $*[\mathbf{R} \cdot \mathbf{E}]_i$  は、当然変化するのであるが、その energy 変化は、 $j \neq i$  電子と  $i$  電子との相互作用 energy の変化と相殺されていることが、示されているのである。

式 (A12)–(A17) の関係式は、式 (A10), (A11) と矛盾しない。

VR model の各 portion が、独立に挙動して、momentum energy balance を持っているかどうかは、疑問のあるところであろう。しかし、既に述べたように、重力の役割りは、extremely small であるから、式 (A15), (A16), (A17) の関係式が、VR の各 portion で、微視的に成立すると仮定できる。式 (A12), (A13) と式 (A16) から、 $i = j$  を含めて

$$\nabla \cdot \left\{ c \left( \sum_j * \mathbf{e}_j \right) \times * \mathbf{h}_i \right\} + \sum_j \left( * \mathbf{e}_j \cdot \frac{\partial * \mathbf{e}_i}{\partial t} + * \mathbf{h}_i \cdot \frac{\partial * \mathbf{h}_j}{\partial t} \right) = - \sum_j * \mathbf{e}_j \cdot * \mathbf{j}_i = 0 \quad (\text{A18})$$

が、全空間で成立 (もし、電子系のみであれば) することになる。われわれの体系は  $*\rho$ ,  $*\mathbf{j}$  には質量がないから、 $\sum_{j \neq i} * \mathbf{e}_j$  の作用は常に  $*\rho$  の移動に伴う反作用としての  $*\mathbf{e}_i$  を産み、その結果が式 (A18) の形を取ると考えられる。従ってこの前提のもとで、式 (A18) が、座標系に依らずに成立するためにはローレンツ力

$$\frac{* \mathbf{j}_i \times * \mathbf{h}}{c} + * \rho_i * \mathbf{e} = 0 \quad (\text{A19})$$

の筈であって、(A19) から

$$* \mathbf{j}_i \cdot * \mathbf{e} = * \mathbf{j}_i \cdot \sum_j * \mathbf{e}_j = 0 \quad (\text{A20})$$

が導出され、(A18) との consistency が保たれる。

式 (A18) は Field Theory でいう momentum–energy density tensor 式

$$\frac{\partial *T_{\mu\nu}}{\partial x_\mu} = 0 \quad (\text{A21})$$

の  $\nu=4$  に対応する。 $\nu=4$  が常に成立するためには、式 (A21) が  $\nu \neq 4$  にも成立せねばならないことは無論であり、 $*T_{\mu\nu}$  が定義される。

◦  $*T_{\mu\nu}$  のもとになる Lagrangians は、

$$*\mathcal{L} = \sum_i *\mathcal{L}^i + *\mathcal{L}^0, \quad *\mathcal{L}^i = -\frac{1}{4} (f_{\mu\nu}^i)^2 + \frac{1}{c} *j_\mu^i *a_\mu^i \quad (\text{A22})$$

である。但し、four space の記号  $\mu, \nu$  を使うため、 $i, j$  を上につけている。 $*T_{\mu\nu}$  は、式 (A22) の Lagrangian から

$$\begin{aligned} *T_{\mu\nu} &= \frac{1}{c} *f_{\mu\alpha} *f_{\nu\alpha} - \frac{1}{4c} \delta_{\mu\nu} *f_{\alpha\beta}^2 \\ &= \frac{1}{c} \left( \sum_i *f_{\mu\alpha}^i \right) \left( \sum_j *f_{\nu\alpha}^j \right) - \frac{1}{4c} \delta_{\mu\nu} \left( \sum_i *f_{\alpha\beta}^i \right) \left( \sum_j *f_{\alpha\beta}^j \right) \\ &= \frac{1}{c} \sum_{\substack{i=j=0 \\ \& i+j \neq 0}} *f_{\mu\alpha}^i *f_{\nu\alpha}^j - \frac{1}{4c} \delta_{\mu\nu} \sum_{\substack{i=j=0 \\ \& i+j \neq 0}} *f_{\alpha\beta}^i *f_{\alpha\beta}^j \\ &\quad + \frac{1}{c} \sum_{i=j=0} *f_{\mu\alpha}^i *f_{\nu\alpha}^i - \frac{1}{4c} \delta_{\mu\nu} \sum_{i=j=0} *f_{\alpha\beta}^i *f_{\alpha\beta}^i \end{aligned} \quad (\text{A23})$$

として導出される。

◦ なお式 (A14) 以下は、筆者の仮定を含んでいる。新物理学の体系としては、式 (A14) 以下の成立を認めることは必要でないことを申し添える。

以上

#### 〔後記〕

本解説の脱稿後、物理学会会誌用として“古典物理学の世界像を出来るだけ併用する物質関係物理学の新らしい枠組みの構成とその成果に就いて”と題する 200 枚の解説原稿が完成した。その内容は本解説 § 2 の内容の詳細に関する最新の総合報告である。大変長いので物理学会会誌編集委員会の取扱いに依存するのであるが、公表されれば最重要文献になるので是非御一読戴きたい。